$$W_{\mu\nu}(P, q)=\frac{1}{2}(2\pi)^2\int e^{iqx}<P|j_\mu\left(\frac{x}{2}\right)j_\nu\left(-\frac{x}{2}\right)|P>d^4x=$$
$$=(-g_{\mu\nu}+q_\mu q_\nu/q^2)\,F_1+\left(\frac{P_\mu}{(Pq)}-\frac{q_\mu}{q^2}\right)\left(\frac{P_\nu}{(Pq)}-\frac{q_\nu}{q^2}\right)F_2+$$
$$+i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\frac{P_\alpha q_\beta}{2(Pq)}F_3. \qquad (*)$$

Здесь $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, $\mu$, $\nu=0$, 1, 2, 3, $F_{1,2,3}$ — С. ф., зависящие от $Q^2=-q^2$ (где $q$ — нек-рый 4-импульс), отношения $x=Q^2/2(Pq)$ и квадрата массы адрона $P^2$, $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ — абсолютно антисимметричный тензор (принята система единиц $\hbar=c=1$). При этом $F_2$ и $F_2-xF_1$ определяют взаимодействие поперечно и продольно поляризованного виртуального $\gamma$-кванта, а $F_3$ — корреляцию аксиального и векторного токов. Коррелятор (*), а следовательно, и С. ф. входят в выражения для дифференц. сечения рассеяния лептонов на адронах (см., напр., *Глубоко неупругие процессы*) в низшем порядке по константе эл.-магнитного (или слабого) взаимодействия.

В пределе упругого рассеяния, когда $(P+q)^2=P^2$ (в этом случае $q$ — 4-вектор передачи импульса от лептона адрону), С. ф. выражаются через квадраты *формфакторов* адрона и быстро падают с ростом $Q^2$. Для глубоко неупругого рассеяния в пределе больших $(P+q)^2$, $Q^2\gg P^2$, но фиксированном значении $x$ (т. н. бьёркеновский предел) экспериментально установлено, что С. ф. слабо зависят от $Q^2$. В модели *партонов* С. ф. выражаются через распределение партонов в адроне по долям полного импульса адрона $P$. При этом роль доли импульса играет переменная $x$. Таким образом, С. ф. в этой модели не зависят от $Q^2$.

В перенормируемой квантовой теории поля зависимость С. ф. от $Q^2$ связана с динамич. *аномальными размерностями* локальных операторов в *операторном разложении* произведения токов в выражении (*). Это приводит к модификации партонной модели, к зависимости распределений партонов от квадрата передачи импульса $Q^2$, отходу от точечности партона и возможности неупругого взаимодействия партонов с лептонами. Все эти эффекты (в т. ч. и аномальные размерности) вычисляются в теории возмущений *квантовой хромодинамики* с эфф. зарядом $\alpha_s(Q^2)$.

*Лит.* см. при ст. *Глубоко неупругие процессы*. *А. В. Ефремов.*

**СТРУКТУ́РНАЯ ФУ́НКЦИЯ** случайного процесса $\{\xi_t,\ t\in T\}$ ($T\subseteq R^1$ — нек-рый конечный или бесконечный интервал) — *корреляция* $D(\tau_1, \tau_2)$ его приращений $\Delta_{\tau_1}\xi$ и $\Delta_{\tau_2}\xi$ на двух промежутках времени $\tau_1=(t_1, t'_1)$, $\tau_2=(t_2, t'_2)\subseteq T$, $t_i<t'_i$, $i=1, 2$, где $\Delta_{\tau_i}\xi=\xi_{t'_i}-\xi_{t_i}$. Таким образом,

$$D(\tau_1, \tau_2)=\langle(\Delta_{\tau_1}\xi-\langle\Delta_{\tau_1}\xi\rangle)(\Delta_{\tau_2}\xi-\langle\Delta_{\tau_2}\xi\rangle)\rangle=$$
$$=\langle\Delta_{\tau_1}\xi\cdot\Delta_{\tau_2}\xi\rangle-\langle\Delta_{\tau_1}\xi\rangle\cdot\langle\Delta_{\tau_2}\xi\rangle,$$

где $\langle\ldots\rangle$ означает среднее по распределению вероятностей процесса $\xi_t$.

Иногда С. ф. называют только дисперсию $D(\tau)$ приращений $\Delta_\tau\xi$:

$$D(\tau)\equiv D(\tau, \tau)=\langle(\Delta_\tau\xi-\langle\Delta_\tau\xi\rangle)^2\rangle$$

[по ф-ции $D(\tau)$ можно восстановить и полную С. ф. $D(\tau_1, \tau_2)$; см., напр., лит-ру].

В случае *случайного процесса со стационарными приращениями* $\{\xi_t,\ t\in R^1\}$ его С. ф. $D(\tau_1, \tau_2)$ не меняется при любом «сдвиге» промежутков $\tau_1$, $\tau_2$:

$$\tau_i\to\tau_i+s=(t_i+s,\ t'_i+s),\ i=1, 2;\ s\in R^1.$$

*Лит.:* Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, М., 1965. *Р. А. Минлос.*

**СТРУКТУ́РНЫЕ ФА́ЗОВЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ** (конфигурационные фазовые переходы, полиморфные превращения) — фазовые переходы в кристаллич. твёрдых телах, состоящие в перестройке структуры этих тел за счёт изменения взаимного расположения отдельных атомов, ионов или их групп и приводящие обычно к изменению типа *симметрии кристалла*. С. ф. п. могут происходить при изменении одного или неск. термодинамич. параметров — темп-ры $T$, давления $p$, концентрации компонент (в случае *сплава* или *твёрдого раствора*) и др. Наиб. изучены С. ф. п. по темп-ре. Как правило, при понижении $T$ до $T_к$ происходят С. ф. п. из кристаллич. структуры с более высокой симметрией в кристаллич. структуру с более низкой симметрией. При этом исходная и конечная кристаллич. модификации (фазы) могут резко отличаться по свойствам (см. *Полиморфизм*). С. ф. п. обычно сопровождаются изменением свойств твёрдого тела — упругих, электрических, магнитных и т. п. (см. *Сегнетоэлектрики*, *Сегнетоэластики* [2, 3]).

Если изменяется только точечная симметрия кристалла, то С. ф. п. наз. собственными, если изменяется трансляционная симметрия, — несобственными. Последние приводят к возникновению *сверхструктур*, как соизмеримых, так и несоизмеримых, а также *доменов* (ориентационных и трансляционных).

Для определения возможных для данной исходной структуры путей (каналов) перехода в др. структуры используется метод, основанный на теоретико-групповой классификации кристаллич. фаз [1].

Многие С. ф. п. сопровождаются изменением фононного спектра — появлением в нём т. н. мягкой моды, свидетельствующей о неустойчивости данной кристаллич. структуры; одна из оптич. ветвей спектра «смягчается», т. е. щель в ней резко уменьшается, а затухание колебаний резко растёт с приближением $T$ к $T_к$ (см. *Колебания кристаллической решётки*).

Характерным для С. ф. п. является также появление в фононном спектре т. н. центрального пика — низкочастотной релаксац. моды малой ширины (по частоте) и высокой интенсивности, связанной с движением доменных стенок вблизи темп-ры перехода $T_к$.

**Экспериментальные методы.** Экспериментально С. ф. п. идентифицируются с помощью дифракц. методов — *рентгеновского структурного анализа* и *нейтронографии структурной* (по изменениям межатомных расстояний и объёма элементарной ячейки), по особенностям в поведении теплоёмкости $C(T)$ при $T=T_к$, а также по изменению скорости звука и упругих модулей решётки. Используются также резонансные методы, основанные на появлении мягкой моды и центр. пика, к-рые детектируются с помощью *комбинационного рассеяния света*, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния*, а также неупругого рассеяния нейтронов. Для С. ф. п. с участием магнитоактивных ионов применяются также электронный парамагн. резонанс (ЭПР), ядерный магн. резонанс (ЯМР), мёссбауэровская спектроскопия.

**Изменение параметра порядка.** Как и любые *фазовые переходы*, С. ф. п. сопровождаются изменением параметра порядка, к-рый характеризует координац. упорядочение в конденсиров. среде (см. *Дальний и ближний порядок*). Макроскопич. параметром порядка при описании С. ф. п. может служить изменение локальной плотности кристалла $\delta\rho(\boldsymbol{r})=\rho_2(\boldsymbol{r})-\rho_1(\boldsymbol{r})$ [индексы 1 и 2 соответствуют исходной и конечной фазам; точнее, следует говорить о наборе коэф. разложения $\delta\rho(\boldsymbol{r})$ по неприводимым представлениям исходной группы симметрии кристалла $G$]. При микроскопич. описании параметр порядка строится на векторах смещений атомов относительно их ср. положений (узлов кристаллич. решётки) в исходной фазе.

Среди всех возможных С. ф. п. различают С. ф. п. 2-го рода (типа смещения), при к-рых параметр порядка изменяется плавно и непрерывно, обращаясь в нуль при $T=T_к$, и С. ф. п. 1-го рода (типа порядок — беспорядок), когда параметр порядка испытывает скачок при $T=T_к$. С. ф. п. типа смещения более характерны для простых веществ, тогда как С. ф. п. типа порядок — беспорядок — для бинарных сплавов и твёрдых растворов. Примером С. ф. п. 2-го рода является упорядочение в $\beta$-латуни CuZn с ОЦК-структурой или в двухкомпонентных сплавах типа $AB$ (AuCu, CoPt, FePd и др. с ГЦК-структурой). Во всех этих веществах выше $T_к$ заполнение всех узлов решётки